

**Elektronische Methoden
zur Verbesserung des Signal-Rausch-
Verhältnisses, angewendet auf
Doppelsternmessungen**

Hans Armin Schmid

1970

Elektronische Methoden zur Verbesserung des
Signal-Rausch-Verhältnisses, angewendet auf
Doppelsternmessungen

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der naturwissenschaftlichen Fakultät
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Hans Armin Schmid
München 1970

1. Referend: Prof. Dr. P. Wellmann
2. Referend: Prof. Dr. Dr. H. Schober

Tag der mündlichen Prüfungen: 6., 7. Juli 1970



Inhaltsverzeichnis

0.	Einleitung	4
1.	Abtastsysteme	6
1.1.	Bisher bekannte Verfahren	7
1.2.	Diskussion der periodischen, mechanischen Abtastung	9
2.	Praktische Ausführung	12
2.1.	Das Abtastsystem	13
2.2.	Das Seeing-Korrektions-System	16
3.	Signalanalysatoren	21
3.1.	Der Spektrum-Analysator	21
3.2.	Der Mehrkanal-Fourier-Analysator	24
3.3.	Der Signal-Averager	26
3.4.	Der Korrelator	36
3.5.	Der Wahrscheinlichkeitsdichte-Analysator	37
4.	Schlußbemerkung	39

O. Einleitung

Die Existenz physischer Doppelstern, d.h. solcher, deren Komponenten Keplersche Bahnen um einen gemeinsamen Schwerpunkt beschreiben, wurde zuerst von W. Herschel um 1800 erkannt. Seit dieser Zeit sind auch die ersten quantitativen Beobachtungen visueller Doppelsterne überliefert. Visuelle Doppelsterne sind solche, deren Komponenten mit optischen Hilfsmitteln getrennt abgebildet werden. Um ihre Bahnen bestimmen zu können, müssen über genügend lange Zeiten hinweg der Winkelabstand der Komponenten (in Bogensekunden) und der Positionswinkel, d.h. die Richtung der Verbindungslinie der Komponenten gemessen werden [1]. Den bekannten Bahnen der Komponenten läßt sich eine Information über ihre Massen entnehmen. Bis heute sind nur für etwa 500 der mehr als 60 000 bekannten Doppelsterne Bahnen bestimmt [2, 3]. Die Bestimmung von Sternmassen aus Doppelsternbeobachtungen ist bis heute die einzige direkte Methode geblieben. Darin liegt ihre fundamentale Bedeutung für die Astrophysik.

Dies rechtfertigt die Anstrengung, die überlieferten Beobachtungsmethoden durch neue zu ersetzen, die auf Grund der modernen Technik die Genauigkeit zu steigern und die subjektiven Fehler des Beobachters zu eliminieren erlauben. Diese Arbeit bringt einige neue Wege der lichtelektrischen Doppelsternmessung und diskutiert ihre praktische Anwendbarkeit.

Die visuellen Doppelsterne können, solange von der Erdoberfläche aus gemessen wird, als Doppelpunktlichtquellen betrachtet werden. Nur wenige

nahe helle Riesen haben eine meßbare Winkelausdehnung, die $1/100$ Bogensekunde überschreitet. In der Fokalfläche eines Teleskops ist diese nahezu punktförmige Intensitätsverteilung verbreitert oder ganz allgemein gestört durch

Beugung an der Öffnung des abbildenden Systems
und durch geometrisch optische Abbildungsfehler
und durch

atmosphärische Turbulenz und Streuung.

Der Einfluß der Streuung ist klein gegenüber den Störungen durch Turbulenz, die mit Szintillation bezeichnet werden. Die auf Grund der thermischen und dynamischen Verhältnisse turbulent ablaufenden Strömungsvorgänge in der Atmosphäre bewirken unregelmäßige räumliche und zeitliche Fluktuationen der Temperatur, Dichte und damit des Brechungsindex der Luft. Die Lichtwellenfront eines Sterns erfährt daher kleine unregelmäßig verteilte Deformationen, denen jeweils schwache Ablenkungen und Divergenzänderungen der Lichtstrahlen entsprechen und als deren weitere Folge auch Schwankungen der Intensität auftreten. [4].

Für die Beobachtung visueller Doppelsterne mit hochwertigen Fernrohren von über 50 cm Öffnung überwiegt der Einfluß der turbulenten Atmosphäre über die Abbildungsfehler. Er wird aufgeteilt in

- 1) Richtungsszintillation: Man versteht darunter die regellosen Bewegungen eines Sternbildchens in der Fokalfläche. Unter günstigsten Bedingungen haben die Amplituden eine Streuung von $0''3 \dots 0''5$. Das Frequenzspektrum der Schwankungen hängt außer vom Zustand der Atmosphäre von der Fernrohröffnung und von der Zenitdistanz ab. Im folgenden sei

die Richtungsszintillation mit "Seeing" bezeichnet.

- 2) Intensitätsszintillation: So nennt man die regellosen Helligkeitsschwankungen des Sternbildchens in der Fokalfläche. Die Abnahme der mittleren Amplituden mit wachsender Frequenz verstärkt sich bei größeren Fernrohröffnungen. Im folgenden sei die Intensitätsszintillation kurz mit Szintillation bezeichnet.

Da diese Effekte sich besonders bei engen Sternpaaren auswirken, diese aber wegen ihrer kurzen Perioden besonders wichtig sind, ist eine Elimination der Szintillation und des Seeing von besonderer Bedeutung. Um die Information des optischen Bildes in eine auswertbare Form zu bringen, muß es durch eine Abtastung in seine Elemente zerlegt werden.

1. Abtastsysteme

Die Abtastsysteme transformieren das optische Bild in eine Zeitfunktion.

Die Abtastung nach dem Fernsehprinzip ist mit realistischem Aufwand heute noch nicht durchführbar. Bei einem Raster von 100×100 Punkten und einer Bildfolgefrequenz von 50 Hz fallen $5 \cdot 10^5$ Intensitätswerte pro Sekunde an. Die Verarbeitung erfordert schnelle Analog-Digital-Wandler und große, schnelle Rechner. Die hohe Bildfolgefrequenz ist nötig, da die wesentlichen Beiträge des Szintillations- und Seeing-Spektrums bis zu Frequenzen von 10 Hz reichen. Fernsehaufnahmeröhren sind bei schwachen Intensitäten nicht mehr linear. Die Anwendung von Bildverstärkern ist wegen ihrer begrenzten Stabilität und Genauigkeit noch problematisch.

Die hiermit verwandten photographischen Verfahren, die darauf hinauslaufen, das gestörte Doppelsternbildchen zu filmen und den Film anschließend auszuwerten, weisen ähnliche Nachteile auf. Zu den Nichtlinearitäten, die für die photographische Schicht besonders charakteristisch sind, kommt hier die schlechte Quantenausbeute hinzu, die mindestens um einen Faktor 100 kleiner ist als bei Photokathoden.

Die mechanische Abtastung des Fokalbildchens mittels eines Spaltes, der Kante einer Halbblende oder eines verspiegelten Prismas[5] hat den großen Vorteil der Einfachheit und erlaubt die Verwendung von Photomultipliern als Lichtempfänger, die über einen weiten Spektralbereich andere Lichtdetektoren an Empfindlichkeit (Quantenausbeute), Stabilität und Linearität übertreffen.

1.1. Bisher bekannte Verfahren

Es ist bereits eine große Anzahl von Abtastverfahren veröffentlicht worden. In dem Verfahren von K. Fritze [6] bewegt sich eine Kante langsam und einmalig über das fokale Doppelsternbildchen. Die kontinuierliche Abdunklung wird photoelektrisch registriert und ausgewertet. Diese Methode ist nur für weite Sternpaare anwendbar, deren Trennung größer ist als die Verschiebung des Fokalbildchens durch Seeing oder Unvollkommenheiten der Fernrohrnachführung während der Abtastung.

In dem Verfahren, das Zisk und Fish[7] angeben, bewegt sich ein Spalt periodisch über das zu untersuchende Fokalbild. Die einzelnen Abtastungen werden auf der Intensitätsachse eines Oszillographenschirmes zeilenweise untereinander angeordnet. Die Photographie des Schirmbildes enthält senkrechte Streifen, aus denen auf Distanz, Positionswinkel und Helligkeit der

Komponenten geschlossen werden kann. Eine quantitative Auswertung ist hier sehr schwierig wegen der Nichtlinearitäten und Instabilitäten der einzelnen Übertragungsglieder.

P. Bachus hat bereits 1959[8] ein elegantes Abtastverfahren beschrieben. Auf einer rotierenden Scheibe sind zwei Spiralgitter so angeordnet, daß sie in jedem Punkt aufeinander senkrecht stehen. Der Gitterabstand nimmt mit dem Radius proportional zu. Die beiden übereinandergelegten Gitter modulieren die Intensitätsverteilung des Fokalbildchens mit verschiedenen Frequenzen. Die Parameter des Doppelsterns und der Radius, bei dem die Abtastung stattfindet, gehen in das elektrische Signal ein und werden mit frequenzselektiven Mitteln getrennt und gemessen. Die praktische Anwendung dieser Methode war allerdings nicht sehr erfolgreich.

E. Hög[9] hat ein Abtastphotometer beschrieben, das mit drei festen schmalen Spalten arbeitet, wobei, von einem Rechner gesteuert, die durchgelassenen Intensitäten gemessen und ausgewertet werden. Ergebnisse der praktischen Anwendung zur Doppelsternmessung sind bisher nicht bekannt geworden.

K.D. Rakosch[10,11] hat ein Flächenabtastphotometer entwickelt. Es arbeitet nach dem Prinzip, daß ein schmaler Spalt periodisch über das zu untersuchende Bild bewegt wird. Das Multiplier-Signal wird von einem Multichannel-Analyser ausgewertet. Das Verfahren wurde auch von O.G. Franz[12] auf Doppelsternmessungen angewendet. Selbst bei Verwendung eines 180 cm-Spiegels konnten nur hellere Sterne gemessen werden. Von einem Versuch, die Seeingstörungen zu eliminieren ist nichts bekannt geworden.

1.2. Diskussion der periodischen, mechanischen Abtastung

Die Wahl des Abtastverfahrens bestimmt, wie einerseits die zu messenden Parameter des Doppelsterns, Distanz, Positionswinkel und Helligkeit der Komponenten in das elektrische Signal eingehen und andererseits, wie sich die Störungen, Szintillation, Seeing und Photonenrauschen, auf das Signal auswirken und voneinander getrennt werden können. Damit der Einfluß des Seeing und sein Amplitudenspektrum erfaßt werden können, muß die Abtastung periodisch sein. Ihre Frequenz muß über den höchsten vorkommenden Seeingfrequenzen liegen, also größer als etwa 10 Hz sein.

Die periodische Abtastung transformiert die Bildstrukturen in schmale Bänder der Abtastfrequenz und deren Harmonischen. Die Entwicklung der Zeitfunktion in eine Fourierreihe bei periodischer Abtastung mittels einer Kante wurde in [5] beschrieben.

Die Intensitätsverteilung des Fokalbildchens eines Sterns kann approximiert werden durch eine Gaußverteilung

$$(1) \quad \mathcal{I}'(x, y) = A' \exp - \frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}.$$

Die Integration über y von $-\infty$ bis $+\infty$ liefert wieder eine Gaußverteilung

$$(2) \quad \int_{-\infty}^{+\infty} A' \exp - \frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2} dy = A \exp - \frac{x^2}{2\sigma^2}.$$

Für einen Doppelstern überlagern sich die Intensitäten additiv

$$(3) \quad \mathcal{I}(x) = A \exp - \frac{(x - \frac{d}{2} + s)^2}{2\sigma^2} + B \exp - \frac{(x + \frac{d}{2} + s)^2}{2\sigma^2}.$$

Mit A, B Helligkeiten der Komponenten, d Distanz, s beschreibt die zeitlich aufgelösten Verschiebungen des Sternbildchens durch Seeing und Nachführfehler, σ beschreibt die nicht zeitlich aufgelösten Verschiebungen des Sternbildchens und die Struktur des Streuungsscheibchens.

Die Spaltabtastung liefert

$$(4) \quad S(\xi) = \int_{\xi - \frac{b}{2}}^{\xi + \frac{b}{2}} \mathcal{F}(x) dx$$

Spalt parallel zur y-Achse, ξ Ort der Spaltmitte, b Spaltbreite.

Sie reproduziert die ursprüngliche Intensitätsverteilung des Bildes nur bei kleinen Spaltbreiten. Die Verzerrungen bei endlichen Spaltbreiten können durch eine Faltung des Spaltprofils mit dem abgetasteten Intensitätsprofil beschrieben werden. Die Methode besitzt gegenüber der Kantenabtastung außerdem noch den Nachteil, daß sie nur einen geringen Teil der Gesamtintensität zur eigentlichen Messung verwendet.

Die Kantenabtastung liefert

$$(5) \quad K(\xi) = \int_{-\infty}^{\xi} \mathcal{F}(x) dx,$$

Kante parallel zur y-Achse, ξ Ort der Kante und

$$(6) \quad \xi = f(t)$$

mit $f(t)$ periodisch und bei linearer periodisch umkehrender (Sägezahn-) Abtastung wird

$$(7) \quad \xi = \begin{cases} at & \text{für } -T/4 \leq t - mT \leq T/4 \\ -at & \text{für } +T/4 \leq t - mT \leq 3T/4 \end{cases}$$

mit m ganz und a Abtastamplitude.

Aus Gl. (5) erhält man mit Gl. (6, 7) eine zeitabhängige Intensität

$$(8) \quad K(t) = \int_{-\infty}^{\xi=f(t)} \left\{ A \exp - \frac{(x - \frac{1}{2} + s)^2}{2\sigma^2} + B \exp - \frac{(x + \frac{1}{2} + s)^2}{2\sigma^2} \right\} dx.$$

Die Summe der Helligkeiten der Komponenten (Abb. 1a) ist im flachen Maximum von $K(t)$ enthalten. wie sie sich auf die einzelnen Komponenten verteilt, läßt sich aus der Einsattelung des Anstiegs und Abfalls errechnen. Die Distanz ist in δ enthalten. Diese

Größe ist noch mit der Abtastamplitude a behaftet. Zur quantitativen Berechnung der Parameter aus $K(t)$ muß der Verlauf von $K(t)$ im einzelnen berücksichtigt werden.

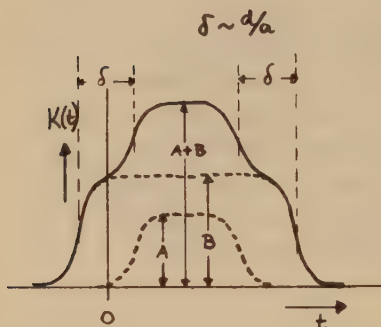


Abb. 1a

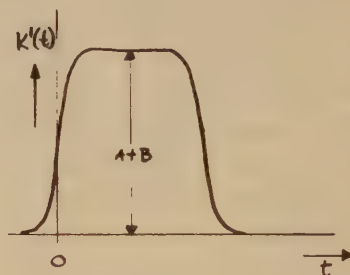


Abb. 1b

Der verwendete Ausdruck für $K(t)$ ist eine Näherung. Die dadurch entstehenden Fehler bei der Auswertung lassen sich aber verkleinern, wenn zu der Abtastung in Richtung der Verbindungsline der Komponenten eine Abtastung senkrecht dazu erfolgt, die beiden Sternbildchen also gleichzeitig von der Kante abgedeckt werden. In $K'(t)$ verschwindet die Einsattelung ($d=0$) (Abb. 1b) und es wird

$$(9) \quad K'(t) = \int_{-\infty}^{\xi=f(t)} (A+B) \exp -\frac{(x+s)^2}{2\sigma^2} dx.$$

Daraus läßt sich außer $(A+B)$ auch σ einfach bestimmen, das den in s nicht erfaßten Anteil des Zustandes der Atmosphäre mit beschreibt, und damit für jede Sternmessung neu zu ermitteln ist.

2. Praktische Ausführung

Der Strahlengang des Teleskops wird von einem Drehspiegel umgelenkt und auf die Kante eines rechteckigen Fensters fokussiert (Abb.2). Dieses führt, elektromagnetisch angetrieben, eine periodische, lineare (sägezahnförmige) Bewegung aus mit variabler Amplitude a und einstellbarer, aber für die Messungen festgehaltener Periodendauer T .

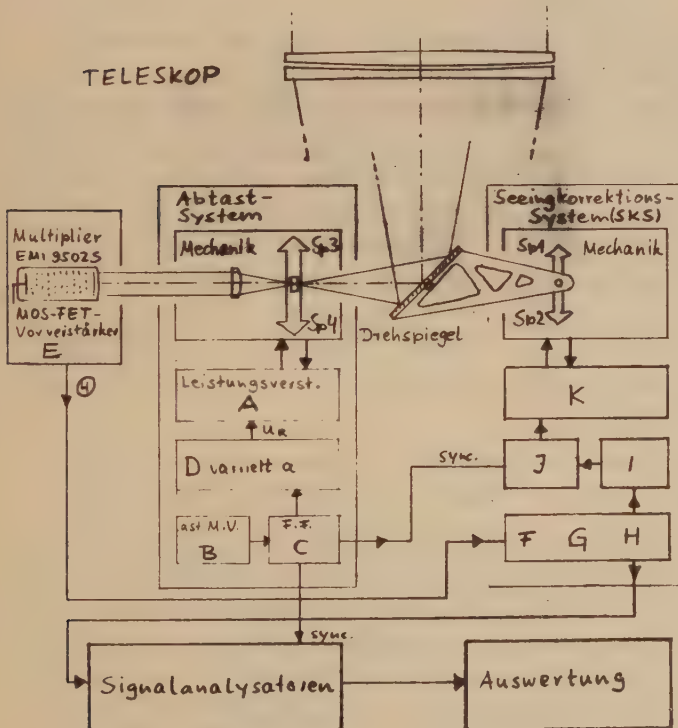


Abb.2

Wegen der festen Größe des Fensters geht die Untergrundhelligkeit nicht in das periodische Abtastlichtsignal ein. Ein Multiplier verwandelt das Abtastsignal in ein elektrisches. Es läuft einerseits, passend aufbereitet, in die Signalanalysatoren und weiter in die Auswertung, andererseits in die Elektronik des Seeing-Korrektions-Systems (SKS), das die Aufgabe hat, die Verschiebung des Sternbildchens gegen den Abtastmittelpunkt zu errechnen und zu kompensieren.

2.1. Das Abtastsystem

Ein Rohr von 20 mm Durchmesser trägt das rechteckige Fenster von $250 \times 500 \mu^2$, entsprechend $10'' \times 20''$ bei einer Brennweite $f = 5$ m des Teleskops. Die Geradlinigkeit der Ecken und Kanten ist besser als $0,5 \mu$. Das Rohr ist mit zwei federnden Elementen so aufgehängt, daß es sich nur axial, senkrecht zur optischen Achse bewegen kann. An seinen Enden sitzen zwei Zylinder-spulen, die in zwei Ringspaltnagnete (Lautsprecher-magnete) eintauchen (Abb.2, 3). Eine Spule (Sp4) dient als Antrieb. Die bei axialer Bewegung in der zweiten Spule (Sp3) induzierte Spannung ist proportional zur Geschwindigkeit.

Am Eingang des Leistungsverstärkers A (Abb.3) für die Antriebsspule liegt eine periodische Rechteckspannung U_R , deren Frequenz gleich der gewünschten Abtastfrequenz ist, und deren Amplitude mit Potentiometer P_6 (Abb.4) variiert werden kann. Addiert man dazu die verstärkte negative, der Geschwindigkeit proportionale Spannung der zweiten Spule Sp3, so wird der momentane Ort gleich dem Integral der angelegten Rechteckspannung über die Zeit. Da U_R periodisch ist, führt das System eine nahezu lineare,

sägezahnförmige Bewegung aus. Die Linearität steigt mit dem Grad der Gegenkopplung.

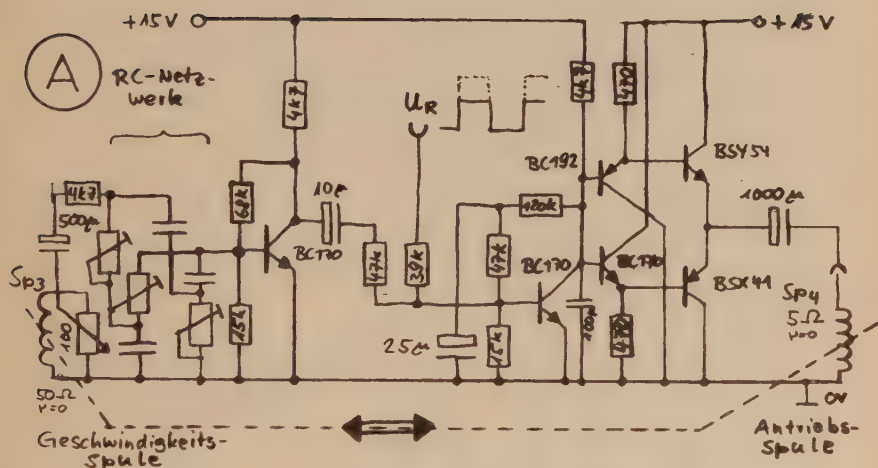


Abb.3

Die damit wachsende Schwingneigung des Systems, wegen der unvermeidlichen mechanischen Eigenresonanzen und den damit verbundenen Phasendrehungen wurde unterdrückt durch ein in den Gegenkopplungszweig eingefügtes RC-Netzwerk. Damit läßt sich der komplexe Frequenzgang des Systems so abgleichen, daß er das Nyquist-Stabilitätskriterium erfüllt. Die verbleibenden Nichtlinearitäten können an der Dachschräge der Gegenkopplungsspannungen gemessen werden. Sie sind bei Auslenkungen

$a = 500\mu$ kleiner als 1%. Die endliche Zeit, die das System zur Richtungsumkehr braucht, ist bei $a = 500$ etwa 5% der Periodendauer $T = 10,7$ msec und nimmt mit a etwa proportional ab. Die Amplitude der Sägezahn-schwingung a ist proportional zur Periodendauer und Amplitude der angelegten Rechteckspannung U_R .

Damit a nur von U_R abhängt und damit auf einen gewünschten Wert eingestellt werden kann, muß T konstant sein. Dies gewährleistet ein spezieller astabiler Multivibrator B (Abb.4). Ein Flip-Flop C halbiert seine Frequenz und liefert eine symmetrische Rechteckspannung mit der Periode T . Ein Flip-Flop-Ausgang schaltet einen Transistor T_2 , dessen Arbeitswiderstand ein Helipot P_6 ist (D). An ihm wird a eingestellt. Die Diode D_1 dient in Verbindung mit Transistor T_1 der Stabilisierung des Nullpunkts der Rechteckamplitude U_R .

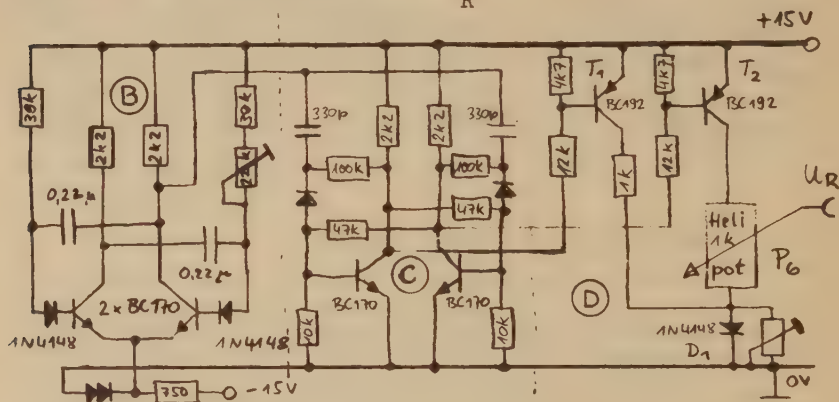


Abb.4

Diese Schaltungskonzeption ermöglicht, daß außer durch das Helipot P_6 auch durch eine externe Gleichspannung die Amplitude der sägezahnförmigen Abtastung variiert werden kann.

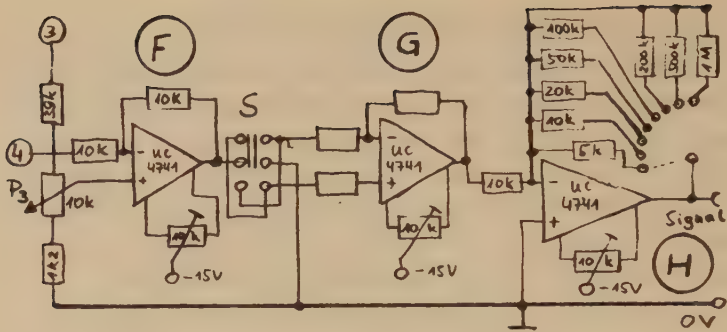


Abb. 6

Dieses Signal gelangt nun einerseits in die weiter unten beschriebenen Signalanalysatoren und andererseits in den Teil der Schaltung, der die Seeing-Korrektur ausführt. Es läuft durch eine Begrenzerschaltung I (Abb. 7), deren zwei Potentiometer P_4 , P_5 die positive und negative Begrenzung getrennt einzustellen gestatten.

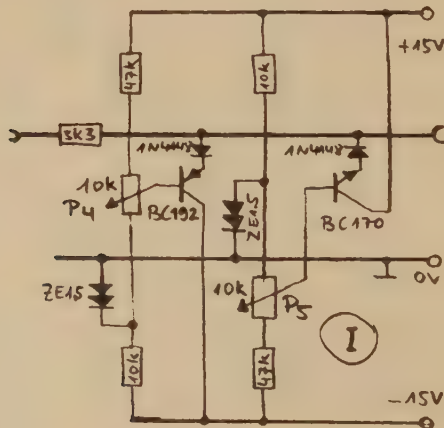


Abb. 7

Diese Maßnahme ist nötig, denn nicht nur s , sondern auch Änderungen der momentanen Intensitäten A , B wegen der Durchsichtsschwankungen der Atmosphäre und wegen des Photonenrauschens ändern die von der Abtastkurve eingeschlossene Fläche. Die Begrenzung eliminiert diese Amplitudenschwankungen weitgehend, so daß die Fläche praktisch nur noch von s abhängt.

Die Schaltung I (Abb.8) errechnet abwechselnd für aufeinanderfolgende Abtastungen in beiden Kanälen K_1 und K_2 den linearen Mittelwert von $K(t)$, speichert ihn in den Kondensatoren C_1 , C_2 und setzt ihn mittels T_3 und T_4 wieder zusammen.

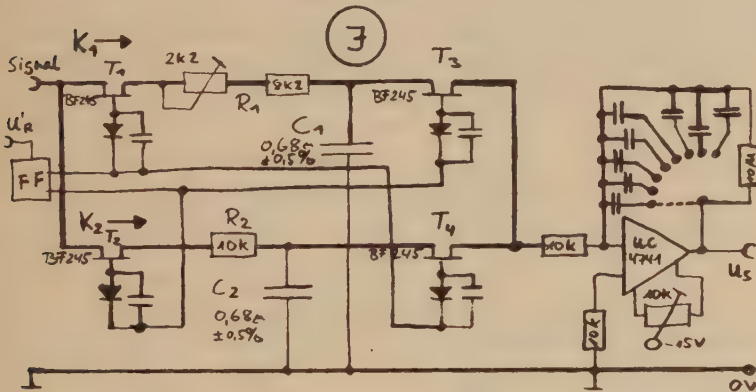


Abb.8

Durch diesen Kunstgriff kann die Integrationszeitkonstante $\tau = R_1 C_1 = R_2 C_2$ kleingehalten werden, ohne daß die während der Integration an C_1 , C_2 auftretenden Spannungsänderungen an den Ausgang gelangen. Mit s ändert sich die Ausgangsspannung U_s treppenförmig, wobei die Spannungssprünge zeitlich mit den Umkehrpunkten der Abtastung zusammenfallen. U_s wird als Fehlersignal in dem nun folgenden Regelkreis verwendet,

der das fokale Sternbildchen in Bezug auf die Abtastung an einer definierten Stelle hält. U_s liegt am Eingang des Verstärkers K (Abb.9). Er treibt ein Magnet-system ähnlich dem Abtastsystem, das den Drehspiegel auslenkt. Damit kann das fokale Sternbildchen in Abtastrichtung verschoben werden. Der Regelkreis ist über eine Spule $Sp1$ geschwindigkeitsproportional gedämpft. Der Grad der Dämpfung kann mit Helipot P_1 variiert werden und bestimmt im Zusammenhang mit dem an P_2 variablen Grad der Gegenkopplung von U_s die Gesamtzeitkonstante τ_G des Regelkreises. Sie ist bei einer Regelabweichung von wenigen Prozent variabel von 20 msec bis maximal 2,5 sec. Durch ein RC-Netzwerk N wird erreicht, daß über den gesamten Bereich von τ_G das Nyquist-Stabilitätskriterium erfüllt ist.

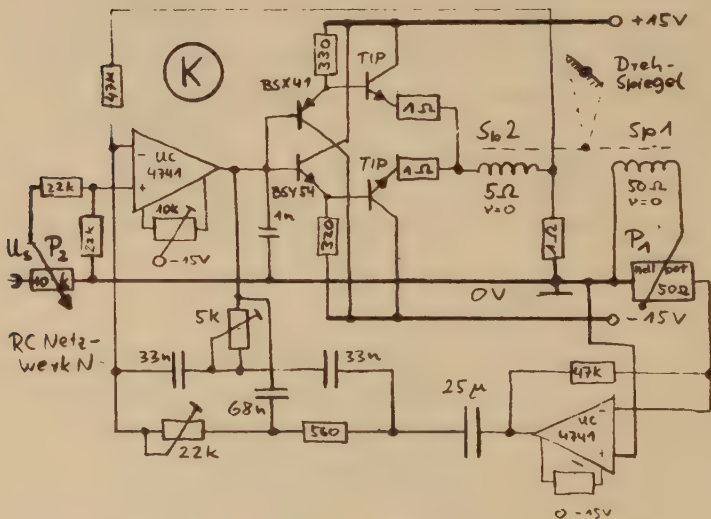


Abb.9

Die verschiedenen Stufen, die U_s durchläuft, sind gleichspannungsgekoppelt. Durch Verschiebung des Gleichspannungspegels an P_3 und der Begrenzungspegel P_4, P_5 kann der Ort des Sternbildchens bezüglich der Abtastung beliebig gewählt und gehalten werden. Innerhalb eines großen Bereichs fängt das SKS den Stern sogar selbständig ein.

Zwei Lämpchenpaare signalisieren den momentanen Zustand des Systems. Eine Lampe des inneren Paares leuchtet auf, wenn der Stern ohne SKS um einen kleinen Betrag aus der vorgegebenen Lage herausgelaufen wäre. Eine Lampe des äußeren Paares leuchtet auf, wenn der Stern einen großen Betrag herausgelaufen wäre. Ob die rote oder grüne Lampe eines Paares aufleuchtet, gibt die Richtung an. Nach dieser Information kann der Beobachter während der Messung eines Sterns die Feinkorrektur des Teleskops betätigen, ohne daß die Messung dabei gestört wird.

Das SKS gewährleistet eine hochgradige Stationarität der Abtastung über beliebig lange Zeiten, was für einige der im folgenden beschriebenen Methoden der Analyse des Abtastsignals eine entscheidende Voraussetzung ist.

3. Signalanalysatoren

Im folgenden werden verschiedene Methoden beschrieben, die Information über den Doppelstern aus dem Abtastsignal zu gewinnen. Es ist in allen Fällen eine Filterung im weiteren Sinn. Sie unterscheiden sich darin, ob die Filterung im Frequenz-Bereich, im Zeit-Bereich, im Verschiebungszeit-Bereich oder im Amplituden-Bereich durchgeführt wird.

3.1. Der Spektrumanalysator

Um einen Überblick über die spektralen Anteile des Abtastsignals zu bekommen, wurde ein Spektrumanalysator vom Typ Tektronix 3L5 aus dem Gerätepark des Instituts verwendet. Er ist ein Einschub zu einem Tektronix Speicheroszillographen vom Typ 564. Der Einschub besitzt einen Schreiber Ausgang, der eine bequeme Registrierung des gemessenen Spektrums erlaubt. Der Frequenzumfang des Geräts reicht von 50 Hz bis 1 MHz bei einer minimalen Bandbreite der Auflösung von 10 Hz.

Abb.10 zeigt das Spektrum des Abtastsignals eines hellen Einzelsterns (α Boo) mit einer Abtastamplitude $a = 420$ Skt entsprechend $12,6$ Abtastweg der Kante im Fokus zwischen den Umkehrpunkten.

Die Amplitude der Anteile der Harmonischen nimmt mit zunehmender Frequenz stark ab. Sie sind in Tabelle 1 auf Eins normiert im Vergleich zum Spektrum eines symmetrischen Rechtecks aufgeführt, was der periodischen Abtastung eines Punktbildes entspräche.

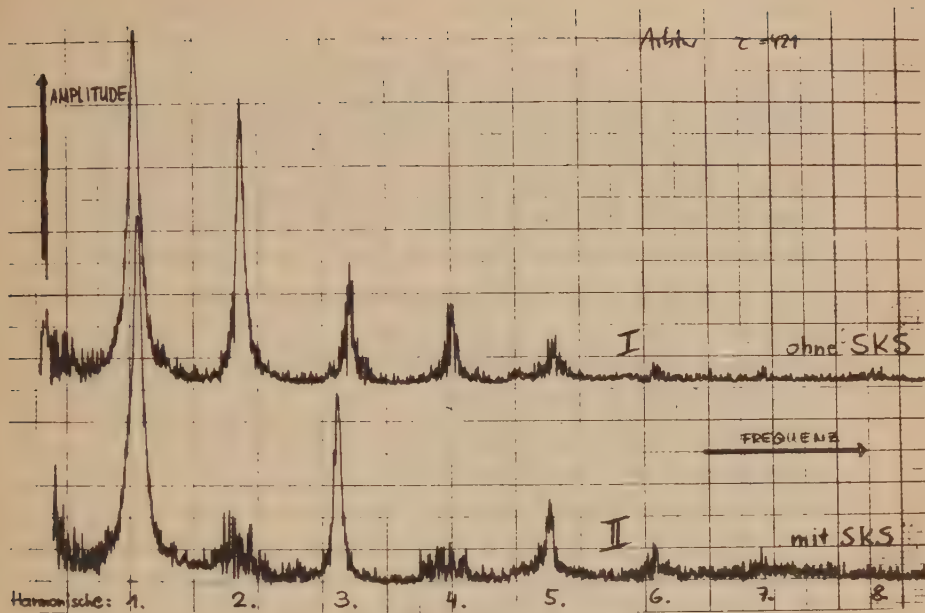


Abb.10

Nummer	Frequenz in Hz	Stern- Spektrum	Symm. Rechteck
1	92,5	1	1
2	185	0,105	0
3	277,5	0,48	0,33
4	370	0,03	0
5	462,5	0,17	0,2
6	555	0,03	0
7	647,5	0,025	0,14
8	740	-	0

Tabelle 1

Die Genauigkeit dieser Messung ist begrenzt durch Rauschen und Szintillation. Größenordnungsmäßig läßt sich jedoch daraus die notwendige Bandbreite zur Übertragung des Abtastsignals abschätzen. Sie beträgt etwa das Zehnfache der Grundfrequenz, denn darüber ist kein Anteil des Signals im Spektrum nachzuweisen.

Eine Begrenzung der Bandbreite auf diese obere Grenze ν_a von ca. 1 kHz ist aus folgendem Grund sinnvoll und notwendig. Bei schwachen Lichtintensitäten ist die Zahl der registrierten Photonen pro sec klein. Um am Multipliaerausgang genügend hohe Spannungsmittelwerte zu bekommen, muß der Anodenwiderstand R_a (Abb.5) groß sein. Bei gegebenem Faktor der gesamten Sekundär-Elektronen-Multiplikation kann die auf die Anode treffende Elektronenlawine Spannungsimpulse erzeugen, die den Eingangsverstärker übersteuern. Das System würde nicht linear. Dies vermeidet der Kondensator C_a parallel zu R_a , wobei $C_a R_a = \tau_a = 1/\nu_a \approx 1 \text{ msec}$.

In Abb.10 sind zwei Spektren registriert.

Spektrum I: Stern wurde von Hand möglichst gut eingestellt, Registrierung ohne SKS gestartet.

Spektrum II: Stern wurde grob eingestellt. SKS fängt ihn ein, Registrierung wird gestartet.

In II sind gegenüber I die geradzahligen Harmonischen bis auf einen geringen Rest verschwunden. Der Grund dafür ist, daß SKS den Stern im Nullpunkt der Abtastschwingung hält und das Abtastsignal die Form eines symmetrischen Rechtecks bewahrt. Der Rest stammt von schnellen Störungen, denen SKS bei der eingestellten Regelzeitkonstante τ_a nicht zu folgen vermochte.

Zur genauen Messung von Doppelsternen ist diese Art von Spektrumanalysator vor allem deshalb ungeeignet, weil nur ein geringer Bruchteil w der im Signal

enthaltenen Information verwendet wird.

Er läßt sich auf Grund der Wirkungsweise des Analysators abschätzen

$$(10) \quad W < \text{Auflösungsbandbreite} / \text{Registrierte Bandbreite.}$$

3.2. Der Mehrkanal-Fourier-Analysator

Eine weitere Methode, die das Abtastsignal im Frequenzgebiet analysiert, wurde in [5] beschrieben. Sie geht davon aus, daß die erwünschte Information nur in schmalen Frequenzbändern der Abtastfrequenz ν_0 und deren ganzzahligen Vielfachen $\nu_n = n\nu_0$ enthalten ist, während das Rauschspektrum konstant ist. Das Signal liegt an den Eingängen einer Reihe von selektiven RC-Verstärkern, die auf diese Frequenzen ν_n abgestimmt sind. Ihre Ausgangssignale werden addiert und liefern das gefilterte Abtastsignal. Die Güte der verwendeten Filter ist aus rein technischen Gründen beschränkt auf Werte um 100. Damit liegt bei einer Abtastfrequenz von $\nu_0 = 100$ Hz die Zeit, über die das System statistische Schwankungen der Signalamplituden integriert, in der Größenordnung von einigen Sekunden.

Zu wesentlich kleineren Filterbandbreiten gelangt man bei der Analyse des Signals im Frequenzgebiet mit Hilfe des Prinzips der phasensynchronen Gleichrichtung (Lock-in-Verstärker) [13]. Die Schwingung einer bekannten Frequenz wird durch Mischung mit der gleichen Frequenz auf die Frequenz Null (Gleichspannung) transformiert. Der "Siebung" der Gleichspannung mit einem RC-Glied von $RC = \tau$ entspricht einer Selektion der Signalfrequenz mit einer Bandbreite von

$$(11) \quad \Delta\nu \approx 4\tau$$

Die Vergrößerung von C in $RC = \tau$, läßt sich technisch

realisieren, und man erreicht praktisch beliebige Meßzeiten. Hierbei ist allerdings zu berücksichtigen, daß sich der momentane Meßwert asymptotisch mit einer Exponentialfunktion dem Endwert nähert, in deren Exponenten τ steht. τ entspricht der Einschwingzeit von Resonanzfiltern. Die Amplituden der spektralen Anteile des Signals liegen am Ausgang eines Lock-in-Verstärkers in Form von Gleichspannungen vor. Wählt man einen Schreiber zur Registrierung, so kann man die Registrierzeit um einen genügenden Faktor größer machen als τ und man umgeht die quantitative Berücksichtigung der Einschwingzeit.

In [5] zeigte sich bei der Diskussion der Fourierentwicklung des Abtastsignals eine interessante Möglichkeit, ohne den Seeingkorrektor die Messung der Distanz vom Seeing unabhängig zu machen. Bei einem bestimmten Verhältnis der Abtastamplitude zur Distanz geht die Amplitude a_3 der dritten Harmonischen durch Null und wechselt dabei das Vorzeichen. Bei den in [5] verwendeten selektiven Verstärkern mit anschließender Gleichrichtung ging das Vorzeichen der Amplitude verloren. Bei der Verwendung des Lock-in-Verstärkers bleibt es erhalten und geht in das Vorzeichen der Gleichspannung ein. Darüber hinaus erhöht die bessere Selektivität des Lock-in-Verstärkers die Meßgenauigkeit.

Abb. 11 zeigt das Ergebnis einer Distanzmessung nach diesem Prinzip. Am X-Eingang eines XY-Koordinatenschreibers lag eine zur Abtastamplitude proportionale Spannung, am Y-Eingang der Ausgang des Lock-in-Verstärkers. Eine zur Abtastung mit der Frequenz ν_0 phasenstarre Rechteckspannung synchronisierte extern den Lock-in-Verstärker auf die Frequenz $3\nu_0$. Die Nullstelle wurde von Hand mehrfach in beiden Richtungen

durchfahren. Die innere Genauigkeit der Distanzmessung nach dieser Methode beträgt $\pm 0''02$.

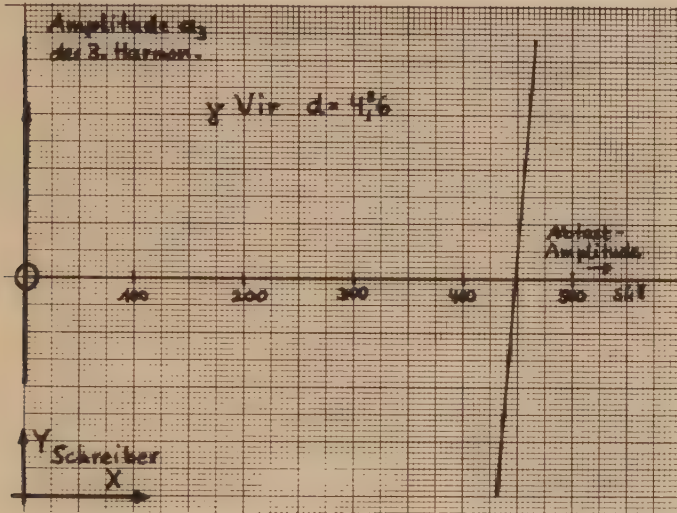


Abb. 11

Außer der Unabhängigkeit vom Seeing bei gleichhellen Komponenten hat diese Methode den Vorteil, daß sie wegen des Nullabgleichs von Verstärkungsschwankungen im Signalkreis und von Szintillation unabhängig ist.

3.3. Der Signal-Averager

Im folgenden soll die Analyse des Abtastsignals im Zeitbereich untersucht werden [44,45]. $K(t)$ liegt als periodische zeitabhängige Spannung vor. Gl.(8) beschreibt, wie sich die Intensitätsverteilung des fokalen Sternbildchens und Seeing-Störungen über die Kantenabtastung nach $K(t)$ transformieren. Das SKS hält den Abtastmittelpunkt relativ zum Sternbildchen fest und schafft damit zu der trivialerweise

erfüllten Frequenzsynchronisation eine stabile Phasenlage von $K(t)$ gegen die Abtastung über lange Zeiten hinweg, die praktisch nur durch die Beobachtungsbedingungen und die Stabilität der Elektronik begrenzt sind. die Doppelsternmessung wird damit ebenso genau, wie es gelingt, $K(t)$ und $K'(t)$ Gl.(9) zu messen.

Die Genauigkeit der Intensitätsmessung des Lichts ist prinzipiell gegeben durch die Anzahl N der durch die Messung erfaßten Photonen [16]. Die Unsicherheit der Messung ΔM beträgt

$$(12) \quad \Delta M = \sqrt{N} = \sqrt{\tilde{N}\tau}$$

mit $\tilde{N}$ mittlere Zahl der Photonen pro sec, τ Meßzeit.

In der Astronomie hat man es im allgemeinen mit schwachen Lichtquellen zu tun. Ein Stern $O^m O$ Größe liefert zwischen 4000 - 5000 $\text{\AA}$ $4 \cdot 10^5$ Lichtquanten pro sec und cm^2 . Bei einem Fernrohr mit der Öffnung $D = 30$ cm, und einer Quantenausbeute des Empfängers von $q = 0,1$ erhält man ca. 10^6 Ereignisse pro sec. 1 sec Meßzeit liefert eine Genauigkeit von 0,1%. Ein Stern $5^m O$ Größe ist um den Faktor 100 schwächer. Um die Genauigkeit von 0,1% zu erreichen, sind 100 sec Meßzeit nötig.

Im Abtastsignal tritt das Schrotrauschen der Photonen als statistische Amplitudenschwankung auf.

Eine Abtastperiode T (Abb.12) ist zusammengesetzt aus

$$(13) \quad T_{A+B} = T/2 (1 - d/2a),$$

wo beide Komponenten A, B gemessen werden

$$(14) \quad T_B = T d/2a,$$

wo B gemessen wird und

$$(15) \quad T_O = T/2 (1 - d/2a),$$

wo beide Komponenten abgedeckt sind.

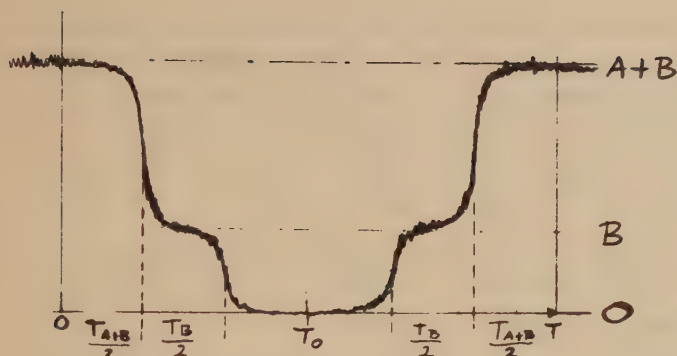


Abb. 12

Die Bereiche überlappen sich bei einer endlichen Halbwertsbreite σ der Beugungsfiguren. Für die Abschätzung der Intensitäten ist dies jedoch unwesentlich solange $a > d$ und $a/k\sigma$ mit $k \approx 3$, d.h. solange die Abtastung auch die Ausläufer der Beugungsscheibchen erfaßt.

Aus Gleichungen (13-15) ergeben sich die Verlängerungsfaktoren T/T_{A+B} , T/T_B der Meßzeit zur Erreichung einer bestimmten Genauigkeit für gegebene Helligkeit der Komponenten.

Um die Komponenten trennen zu können, d.h. ihre Helligkeit und Distanz angeben zu können, ist es nötig, den Verlauf der Abtastkurve genau zu bestimmen. Dazu ist es erforderlich, an jedem Kurvenpunkt über die statistisch schwankenden Amplituden für viele aufeinanderfolgende Abtastungen zu mitteln.

Dies ist genau die Situation, in der ein sog. Signal-Averager eingesetzt werden kann.

Die Vertretung der Firma Hewlett-Packard in München

stellte dankenswerterweise ein Gerät vom Typ Signal-Analyser 5480A mit 5485/86A Einschüben [17] für die Erprobung der Meßmethode leihweise zur Verfügung.

Die Periode T eines Signals $K(t)$ wird in maximal $l = 1000$ Intervalle ΔT zerlegt.

$$(16) \quad T = l \Delta T \quad l = 1, 2, \dots$$

Die Zeiten des Intervalls für $l = 1$ müssen extern durch einen Triggerimpuls eingegeben werden, der aus der Abtastung erzeugt wird. Der Signal-Averager digitalisiert die momentane Amplitude des Signals für jedes ΔT und bildet den Mittelwert (oder die Summe) der Amplituden für entsprechende l in aufeinanderfolgenden Abtastungen. Das Gerät führt diese Operationen und die Speicherung des Resultats digital aus und erreicht eine Genauigkeit besser als 0,2% für die analoge Ausgabe.

Am Stern ϵ Boo wurde das Verfahren praktisch erprobt. Die gemittelten Abtastkurven sind, von einem XY-Schreiber gezeichnet, in den Abb. 13a, b, c wiedergegeben. Für die Auswertung liefert $K'(t)$ die Struktur des Beugungsscheibchens; da $K(t)$ und $K'(t)$ unmittelbar nacheinander gemessen wurden, darf man annehmen, daß es sich dazwischen nicht wesentlich geändert hat. Es sind nun für jede Halbabtastung zwei Funktionen

$$(17) \quad K_{\alpha}(t) = i_{\alpha} + g_{\alpha} K'(t) + t_{\alpha}$$

und

$$(18) \quad K_{\beta}(t) = i_{\beta} + g_{\beta} K'(t) + t_{\beta}$$

so zu finden, daß ihre Summe

$$(19) \quad K_{\alpha}(t) + K_{\beta}(t) = K(t)$$

liefert, wobei $g_{\alpha} \rightarrow A$ und $g_{\beta} \rightarrow B$ die Helligkeiten, und $t_{\alpha} - t_{\beta} \rightarrow d$ die Distanz der Komponenten liefern.

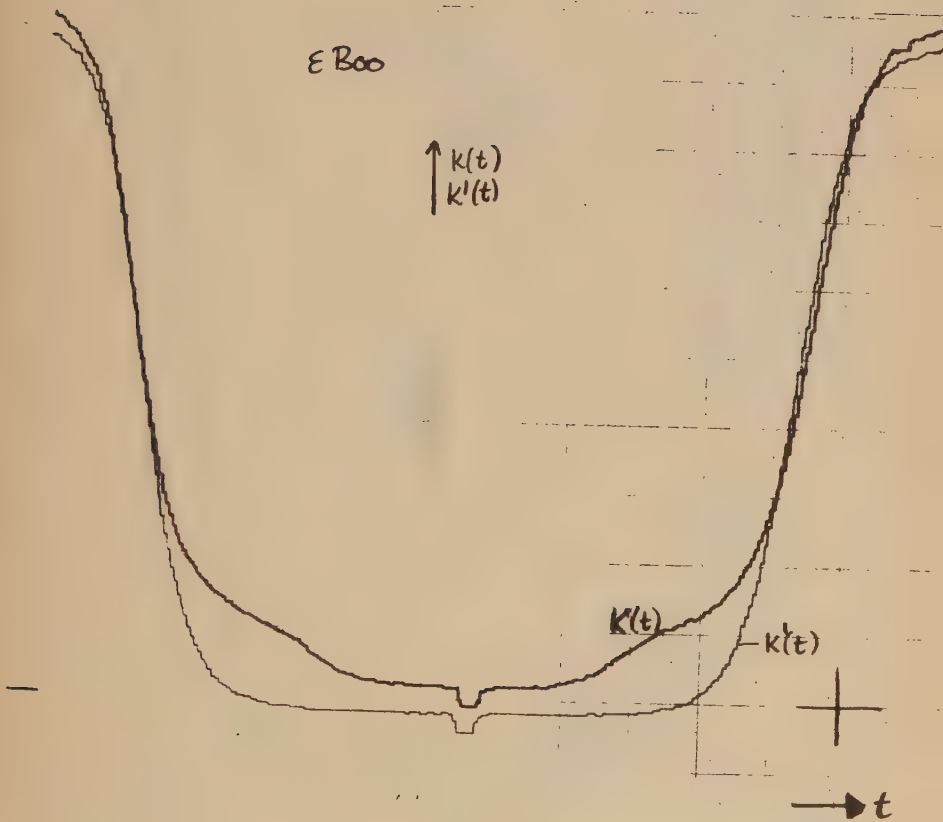


Abb. 13a

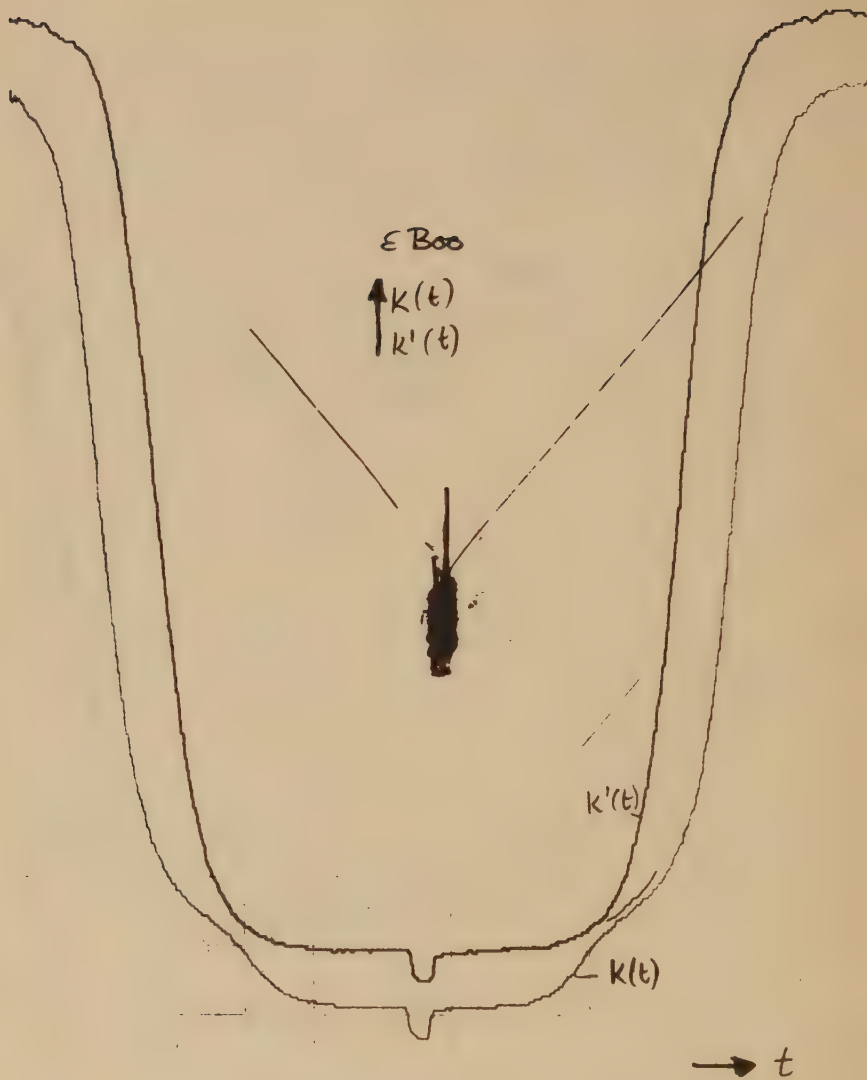


Abb. 13b

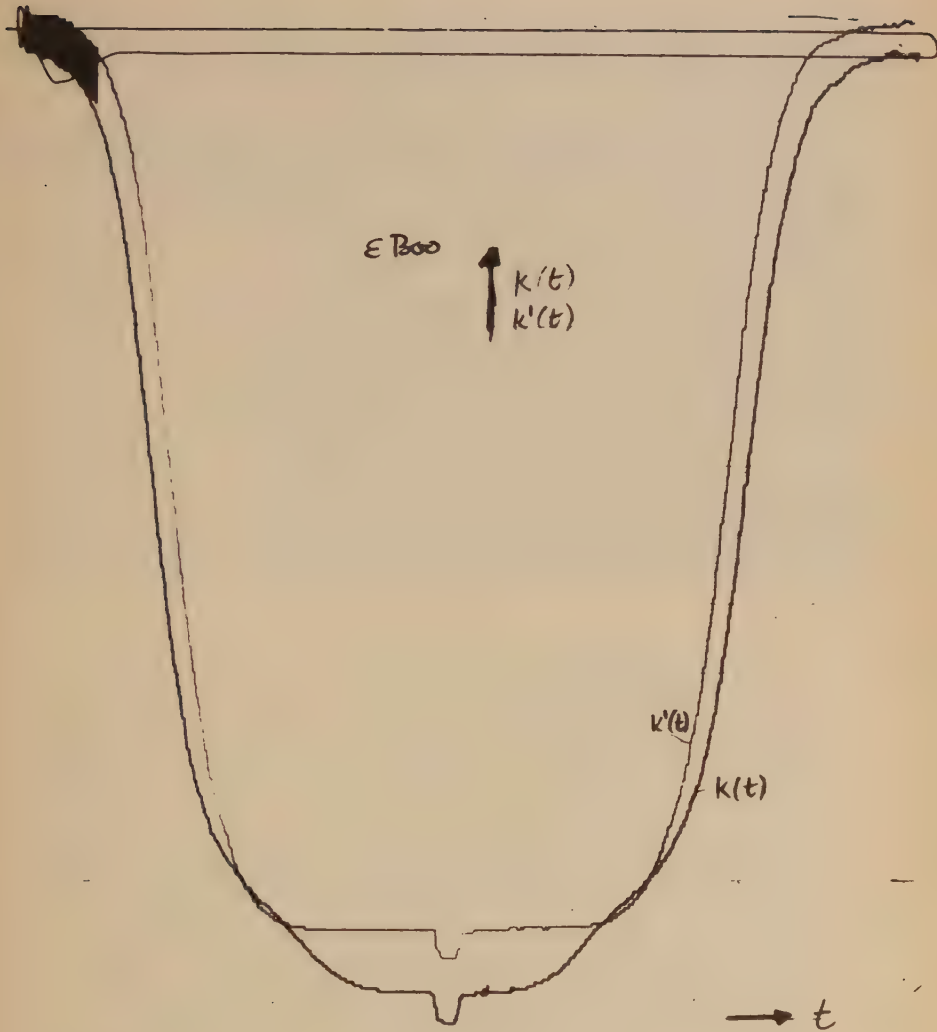


Abb. 13c

Dieses Verfahren wurde graphisch ausgeführt. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 2.

Abb.	Meßzeit (sec)	Helligkeits- differenz Δm	Distanz (")	Halbwertsbreite des Beugungsscheibchens
13a	20	2,34	2,90	1",75
		2,39	2,94	
13b	40	2,35	2,84	1",95
		2,38	2,89	
13c	80	2,38	2,96	2",14
		2,38	2,96	
Mittel		2,37	2,95	
mittl. Fehler des Mittels		$\pm 0,01$	$\pm 0,03$	

Tabelle 2

Die innere Genauigkeit der visuellen Helligkeits-schätzung beträgt etwa $0,1^m$ Größenklassen. Verschiedene Beobachter geben Δm an, die sich um mehrere Zehntel Größenklassen unterscheiden. Die Genauigkeit der Distanzmessung entspricht etwa der Reproduzierbarkeit, die ein Beobachter erreicht. Die Messungen verschiedener Beobachter weichen bei ähnlichen Objekten bis zu mehreren Zehntel Bogensekunden voneinander ab, selbst bei Benutzung des modernsten Gerätes, des Doppelbild-mikrometers. In Abb. 14 sind die Messungen für ϵ Boo aus den letzten 140 Jahren dargestellt. Die innere Genauigkeit eines Meßsatzes ist mit eingetragen. Darüber hinaus ist zu erwarten, daß die Abtastung wesentlich unabhängiger von systematischen Fehlern ist.

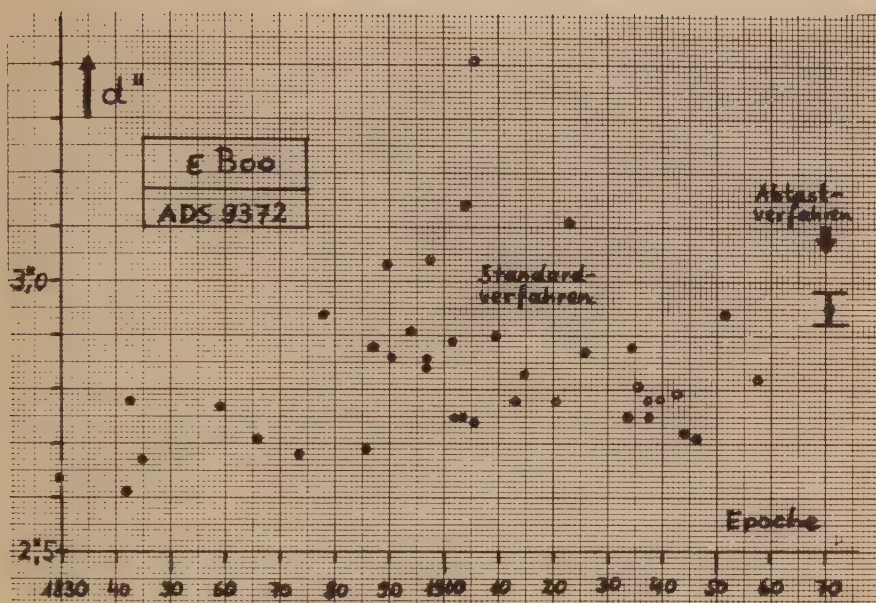


Abb.14

Die üblichen Kriterien für das Auflösungsvermögen z.B. das Rayleigh'sche und Dawes'sche basieren auf visuellen Genauigkeitsgrenzen, die hier unterschritten werden. Sie sind damit nicht ohne weiteres anwendbar.

Das Wesentliche an dieser Methode ist, daß SKS die Stationarität der Bildabtastung gewährleistet und deshalb die Meßzeit soweit erhöht werden kann, bis eine Anzahl N Photonen registriert wurden, sodaß die Unsicherheit $\sqrt{N}$ unter einer vorgegebenen Grenze bleibt.

Diese Meßmethode erlaubt zugleich die Bestimmung des Positionswinkels θ . Mißt man (Abb.15) ein d'' für verschiedene Winkel θ' der Abtastkante gegen die Verbindungslinie der beiden Komponenten, so erhält man

$$(20) \quad d' = d \sin(\theta - \theta')$$

und in Polarkoordinaten dargestellt Abb.16.

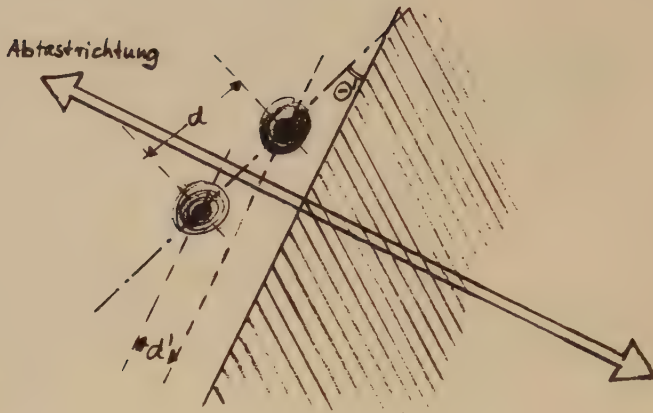


Abb. 15

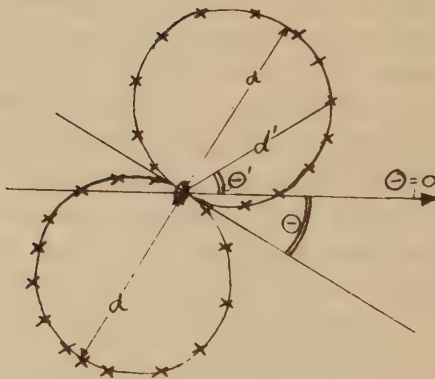


Abb. 16

Man nimmt am besten $d'(\Theta')$ für verschiedene Richtungen und gleicht nach d aus, was bei den einfachen Funktionen keine Schwierigkeiten bereitet.

3.4. Der Korrelator

Ein Korrelator realisiert die Berechnung einer Autokorrelationsfunktion (AKF) oder Kreuzkorrelationsfunktion (KKF) [18, 19].

$$(21) \quad \text{AKF} \quad \Phi_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} f(t) f(t-\tau) dt,$$

$$(22) \quad \text{KKF} \quad \Phi_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} f_x(t) f_y(t-\tau) dt.$$

Die Konstruktion eines Korrelator und seine schaltungstechnische Realisierung wurde nach einem Vorschlag des Verfassers in einer Diplomarbeit [20] durchgeführt. Dort ist auch seine Anwendbarkeit für ein Doppelsternabtastsignal beschrieben, das durch eine modifizierte Spaltabtastung gewonnen werden kann.

Ein Signal $K(t)$, das bei Kantenabtastung entsteht, läßt sich prinzipiell auch durch Bildung der AKF oder KKF von $K(t)$ von statistischen Störungen trennen. Entwickelt man $K(t)$ in eine Fourierreihe, so treten, da $K(t)$ gerade ist, nur $\cos$ -Glieder auf

$$(23) \quad K(t) = \sum_n a_n \cos n \omega_0 t.$$

Bei der Bildung der AKF von $K(t)$ nach Gl.21 gehen die Phasenbeziehungen der harmonischen Anteile zunächst verloren. Die Fouriertransformierte der AKF liefert das Leistungsspektrum. Daraus läßt sich $K(t)$ aus seinen spektralen Anteilen wieder zusammensetzen, da deren Phasen aufgrund der Geradheit von $K(t)$ bis auf eine Unsicherheit von π bekannt sind.

Die AKF des Gaußschen Rauschens ist für $\tau=0$ gleich dem quadratischen Mittelwert der Amplituden und fällt für steigendes τ exponentiell auf Null. Die KKF des Gaußschen Rauschens ist dagegen Null für alle τ . Da die Periodizität von $K(t)$ bekannt ist, bildet man besser, wegen dieser Eigenschaft der KKF die KKF von $K(t)$

und einer Probefunktion der gleichen Periode, die alle spektralen Anteile von $K(t)$ mit davon allerdings verschiedenen Amplituden enthält.

Die KKF liefert nur für die in diesen beiden Funktionen enthaltenen harmonischen Anteile von gleicher Ordnungszahl einen von Null verschiedenen Beitrag. Die Fourier-transformierte der KKF liefert wieder ein Amplitudenspektrum, aus dem sich $K(t)$ ebenfalls regenerieren läßt.

Die Signal-Rausch-Verbesserung S/R ist wieder [21]

$$(24) \quad S/R = \sqrt{Z}$$

mit Z Zahl der Perioden über die gemessen wurde,
 S Signalleistung und R Rauschleistung in einer Periode.

3.5. Der Wahrscheinlichkeitsdichte-Analysator

Im folgenden soll eine Möglichkeit, die im wesentlichen einer Filterung im Amplitudenbereich gleichkommt, kurz diskutiert werden. Der zeitliche Verlauf der Spannung am Ausgang der Abtastung kann formal aufgeteilt werden in einen Signalanteil $K(t)$ und einen Rauschanteil $R(t)$, der sich $K(t)$ überlagert. Die Darstellung von $K(t)$ (Abb.17) im Amplitudenspektrum $P(K(t))$ liefert Linien, deren Breite von σ bestimmt ist, deren Ort die Intensitäten $0, B$ und $A+B$ bestimmen.

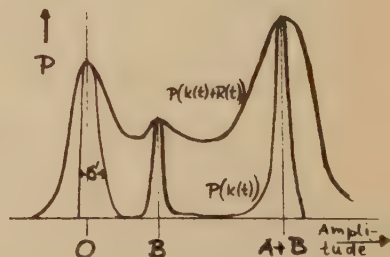
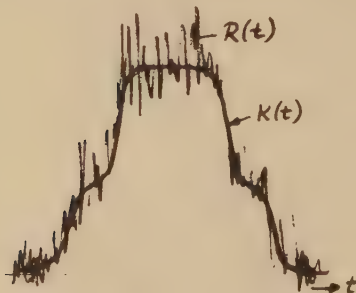


Abb.17

$R(t)$ verbreitert diese Linien. Die Überlagerung von $R(t)$ und $K(t)$ ist im Amplitudenspektrum eine Faltung der entsprechenden Verteilungen. $R(t)$ und $K(t)$ sind statistisch nicht unabhängig. Da außerdem, wie die Erfahrung zeigt, die Amplitudenverteilung des Rauschens $R(t)$ von einer Normalverteilung stark abweicht, muß die Verteilungsfunktion empirisch bestimmt werden, was dadurch geschehen kann, daß man die Abtastung abschaltet. Die Abhängigkeit der Verteilung von $R(t)$ von der Intensität erhält man dadurch, daß man diese durch eine verstellbare Blende variiert. In der Gesamtverteilungsfunktion ist außer den Intensitäten der Komponenten auch deren Distanz d enthalten, allerdings wieder behaftet mit der Abtastamplitude a . Die Höhe des Maximums bei B wird bestimmt von d/a .

Sowohl die Messung der Distanz, als auch die Messung der Intensitäten der Komponenten ist unabhängig vom Seeing, da die Seeingverschiebungen des Bildchens statistisch und symmetrisch um einen mittleren Ort des Bildchens verteilt sind. Bei der Auswertung ist so zu verfahren, daß zunächst die Form der statistischen Verteilung, die $R(t)$ bestimmt, gemessen wird, und durch eine Interpolationsformel dargestellt wird. Vermutlich wird sich eine Gamma-Verteilung oder eine ähnliche Funktion ergeben. Dieser Ansatz kann dann zur Bestimmung der interessierenden Parameter benutzt werden.

Ein Gerät, das die beiden letzten Methoden, Korrelation und Wahrscheinlichkeitsdichte praktisch zu erproben gestattet [21], ist bereits auf dem Markt. Es wird von der Firma Hewlett-Packard unter der Bezeichnung Correlator 3721A hergestellt. Leider stand das Gerät für diese Arbeit nicht zur Verfügung.

4. Schlußbemerkung

Die Untersuchung einiger Verfahren zur Bildanalyse von Doppelsternen hat zu folgenden Ergebnissen geführt:

- 1) Eine Kantenabtastung hat Vorteile gegenüber den anderen Varianten des Abtastens, vor allem ist die Lichtausbeute optimal.
- 2) Die Anwendung eines Seeing-Korrektors erhöht die Effektivität der Messungen ganz beträchtlich.
- 3) Es wurde das Verfahren der Signalanalyse mit dem Mehrkanal-Fourier-Analysator als brauchbar nachgewiesen. Es zeigte sich aber, daß die Benutzung eines Signal-Averagers die gleichen Vorteile besitzt und eine bedeutend größere Genauigkeit zu erreichen erlaubt. Zwei weitere Verfahren, die die Benutzung eines Korrelators oder eines Wahrscheinlichkeitsdichte-Analysators voraussetzen, wurden diskutiert. Es ist zu erwarten, daß sie bei entsprechender instrumenteller Ausstattung zu ähnlich guten Ergebnissen führen.

Die erreichbare Genauigkeit der Distanzmessung und der Helligkeitsmessung ist bedeutend höher als bei klassischen Meßverfahren. Dies wird vor allem auch systematische Fehler betreffen. Es ist ohne weiteres möglich, Helligkeiten in verschiedenen Farbbereichen zu messen, und damit spektrale Eigenschaften der Komponenten zu erfassen.

Die Ausgabe erfolgt bei den letzten drei Verfahren digital, sodaß bei Anschluß der Apparatur an einen Rechner ein Meßsystem aufgebaut werden kann, das auch im Hinblick auf den Zeitbedarf den bisher üblichen Beobachtungen überlegen ist.

Literaturverzeichnis

- 1 Aitken, R.G., The Binary Stars, McGraw-Hill Book Co. (1935);... Dover, New York, (1964).
- 2 Worley, C.E., Publ. U.S. Naval Obs. 18/3 (1963).
- 3 Jeffers, H.M., van den Bos, W.H., Greeby, F.M., Publ. Lick 21 (1963) Part I,II.
- 4 Landolt-Börnstein, Neue Serie VI/1, Astronomie u. Astrophysik, S.56, Springer, (1956).
- 5 Schmid, H.A., Diplomarbeit, Univ.-Sternwarte, München, (1964).
- 6 Fritze, K., Veröff. Babelsberg Bd.XIV,5, (1963).
- 7 Zisk, S.H., Fish, R.A., Lick Obs. Bull. No.580, (1963).
- 8 Bachus, P., Annales, Obs. Strasbourg, IV,3 (1959).
- 9 Hög, E., A.G. Mitt. Nr.27, S.199, (1969).
- 10 Rakosch, K.D., A.J. 70, S.329, (1965).
- 11 Rakosch, K.D., A.G. Mitt. Nr.28, S.122, (1970).
- 12 Franz, O.G., Lowell Obs. Bull., No.134, (1966).
- 13 Ludwig, H., Diplomarbeit, Univ.-Sternwarte, München, (1968)
- 14 Bendat, J.S., Piersol, A.G., Measurement and Analysis of Random Data, John Wiley and Sons, (1966).
- 15 Korn, G.A., Random Process Simulation and Measurement, McGraw-Hill Book Co., (1966).
- 16 Elmore, W.C., Statistics of Counting, Nucleonics 6, S.26, (1950).
- 17 Trimble, C.R., Hewlett-Packard Journal, April 1968.
- 18 Lee, Y.W., Statistical Theory of Communication, John Wiley and Sons, (1960).
- 19 Lee, Cheatham, Wiesner, Application of Correlation Analysis to the Detection of Periodic Signals in Noise, Proc I.R.E. (1950), S.1165.
- 20 Friedrich, K., Diplomarbeit, Univ.-Sternwarte, München, (1969).
- 21 Rex, R.L., Roberts, G.T., Hewlett-Packard Journal, November 1969.

Herrn Prof. P. Wellmann bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit, für viele hilfreiche Diskussionen und sein förderndes Interesse sehr dankbar. Mein Dank gilt auch Herrn Hauptwerkmeister F. Körner und seinen Mitarbeitern in der mechanischen Werkstatt des Instituts für ihre gewissenhafte Arbeit.

Nicht zuletzt gebührt mein Dank meinen Kollegen am Institut für viele kritische und klärende Diskussionen.

Lebenslauf

Mein Name ist Hans Armin Schmid. Ich wurde am 27. Juni 1937 in Regensburg geboren. Meine Eltern sind Johann und Berta Schmid, geb. Wittmann.

Von 1943 bis 1948 besuchte ich die Volksschule, von 1948 bis 1957 die Oberrealschule in Regensburg. Dort erhielt ich im Juni 1957 das Zeugnis der Reife.

Vom Wintersemester 1957/58 bis Sommersemester 1964 studierte ich Physik an der Universität München. Das Sommersemester 1962 verbrachte ich als Praktikant bei Perkin-Elmer in Norwalk Con. USA.

Die Diplom-Hauptprüfung für Physik legte ich am 30. Juli 1964 ab. Meine Diplomarbeit bestand in einer Untersuchung zur lichtelektrischen Messung enger Doppelsterne.

Seit 1. August 1964 bin ich Verwalter einer wissenschaftlichen Assistentenstelle an der Universitäts-Sternwarte München, wo die vorliegende Arbeit entstand.

